한국대기보전학회지 제12권 제1호
J. KAPRA Vol. 12, No. 1(1996) pp. 43~53
Journal of Korea Air Pollution Research Association

# 싸이클론 집진기의 수치해석적 연구

# Numerical Study of Cyclone Dust Collector

전 영 남 · 엄 태 인*
조선대학교 공과대학 환경공학과
* 대전산업대학교 공과대학 환경공학과
(1995년 7월 20일 접수, 1995년 12월 30일 채택)

Chun, Young-Nam, Ohm, Tae-In
*Department of Environmental Engineering, Chosun University*
** Department of Environmental Engineering, Daejon National University of Technology*

## Abstract

Numerical simulation was performed for the 3-dimensional flow filed of gas and particle phase for cyclone dust collector.

FVM (Finite Volume Method) was employed for gas phase. The flow was solved using the k-ε epsilon turbulence model. The particle exit at the bottom of the cone was treated as a solid wall in this model because the gas flow through the effective dust exit is usually insignificant.

The major parameters considered in this study was vortex finder diameter, effective dust exit diameter, vortex finder length, inlet type for dimension performance.

Particle trajectory calculations were made for three different particle sizes of 1, 25 and 50 μm. The results obtained from this study give some physical insight of dust particle collection mechanism together with the indication of the collection efficiency.

The simulation results were in generally good agreement with empirical knowledge. The application of this kind of computer program looks promising as a potential tool for the design of cyclone and determination of optimum operating condition.

## 1. 서 론

싸이클론 집진기는 비교적 적은 비용으로 효과적인 분진의 제거가 가능하여 대기오염 방지장치로 널리 쓰이는 집진기의 하나이다. 싸이클론은 외관상 단순함에도 불구하고 고상-기상의 분리과정에 대한 기본적인 이해가 부족한 것은 싸이클론내의 유체가 역학적으로 강한 와류(eddy)를 가지며, 어떤 경우는 역흐름의 공동(Cavity) 영역이 존재하는 등 매우 복잡한 형태를 띠기 때문이다.

지금까지 과학자들에 의해 싸이클론 내의 메카니즘을 규명하기 위한 실험, 이론적 방법 및 수학적 모델링을 통한 연구가 수행되어졌다.

Zhou와 Soo 등(1990)은 실험 및 수치해석적 연구결과를 통하여 특수하게 제작된 기하학적 물체를 싸이클론 중심부에 삽입하였을 경우에 압력 강하는 1/3 정도로 낮아졌으며 집진 효율은 입자의 크기 전영역에 걸쳐서 크게 증가되었음을 보였다. 이 연구는 싸이클론의 집진 효

율 향상과 압력 강하라는 상반된 두 가지 목적을 동시에 달성한 연구라고 할 수 있다. 그 외에도 지금까지 싸이클론의 설계 및 제작, 그리고 싸이클론의 기본 선회 유동에 대한 많은 연구가 문헌에 발표되었다 (Clift et al., 1991; Gauthier et al., 1990).

싸이클론에 대한 집진 효율향상과 낮은 압력 강하에 대한 기술 개발은 대기오염 제어의 관점에서나 에너지 절약의 차원에서 다같이 중요한 연구의 대상이다. 특히 분진을 함유한 처리가스의 온도나 압력이 매우 높거나 소각처리에서 주로 나타나는 고농도의 분진과 습기 존재 시의 강한 부식성을 나타내는 경우 등 (Doerschlag et al., 1977)에 대해서 싸이클론이 전처리에 국한되지 않고 훌륭한 대안으로 나타날 수 있으므로 이에 대해 심도 깊은 연구가 필요하다.

본 연구에서는 Table 1에 나타낸 바와 같이 Lapple (1951)의 표준 싸이클론을 기준으로 하여 싸이클론 연소기의 효율 및 압력손실의 형상 성능인자 (Parameters)인 Vortex Finder 직경 및 길이, 유효분진 출구 직경, 입구형상의 변화에 대한 수치해석적 연구를 수행하여 고효율 싸이클론의 설계 및 운전 조건 설정을 위한 기초자료를 제시 하고자 한다.

**Table 1. Characteristic dimension.**

| Title | Standard Cyclone |
|---|---|
| Body Diameter (D/D) | 1.0 |
| Inlet Height (H/D) | 0.5 |
| Inlet Width (W/D) | 0.25 |
| Vortex Finer Diameter (De/D) | 0.5 |
| Vortex Finder Length (S/D) | 0.625 |
| Body Length (Lb/D) | 2.0 |
| Cone Length (Lc/D) | 2.0 |
| Effective Dust Exit Diameter (Dd/D) | 0.25 |

## 2. 수학적 모델 및 수치해석 방법

### 2.1 유체 유동장 계산

#### 2.1.1 경계조건

벽면에 대해서는 난류운동에너지 (Turbulence Kinetic Energy)를 구하기 위해 zero gradient 조건과 벽면함수 (Wall Function)를 적용하였다. 호퍼 (Hopper)부분은 벽면으로 가정하였다.

입구 경계조건 (Non-Uniform Boundary Condition)은 입구의 유동이 난류로 유입되는 경우 경계조건은 난류량 (Turbulence Quantities)으로 식(5)의 난류점성계수 $\mu_t$를 얻기 위해 식(1)의 난류 운동 에너지 $k$, 식(2)의 소산율 (Dissipation Rate) $\varepsilon$ 및 식(3)의 특성길이 (Characteristic Length) L로 주어진다.

$$k=\frac{3}{2}(u')^2 \quad 또는 \quad k=\frac{3}{2}(u_{avg}\, I)^2 \tag{1}$$

$$\varepsilon=C_\mu^{\frac{3}{4}}\frac{k^{\frac{3}{2}}}{l} \tag{2}$$

$$l=0.07L \tag{3}$$

본 연구에서는 $I$를 5% $L$을 72 mm로 하였다.

#### 2.1.2 지배방정식

정상상태, 비압축성, 뉴우톤유체로 가정하고 중력항을 무시할 때 3차원 난류유동을 해석하기 위한 일반적인 지배방정식은 원통극좌표 (Cylinderical Polar Coordinate)에서 아래와 같이 표시할 수 있다(Gupta, 1984).

$$\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}(\rho\,\bar{u}\,\bar{\phi})+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}(\rho r\,\bar{u}\,\bar{\phi})+\frac{\partial}{\partial z}(\rho\,\bar{w}\,\bar{\phi})$$
$$=\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(\Gamma_\phi\frac{1}{r}\frac{\partial\bar{\phi}}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\Gamma_\phi r\frac{\partial\bar{\phi}}{\partial r}\right) \tag{4}$$
$$+\frac{\partial}{\partial z}\left(\Gamma_\phi\frac{\partial\bar{\phi}}{\partial z}\right)+S_\phi$$

위에서 일반종속변수 $\bar{\phi}$는 $\theta$-, $r$-, $z$-방향의 평균속도인 $\bar{u}$, $\bar{v}$, $\bar{w}$와 단위 질량의 난류에너지 $k$와 이 에너지 소산율 $\varepsilon$을 나타낸다. $\Gamma_\phi$와 $S_\phi$는 $\bar{\phi}$에 대한 확산계수와 생성항을 각각 나타내며 사용된 경험상수와 더불어 Table 2에 제시하였다. Table 2에서 $G_k$는 난류에너지 생성을 나타내며, $\sigma$는 난류 Prandtl 또는 Schmit 수 이다.

본 연구에서 사용한 $k-\varepsilon$모델에서 난류 전단력항은 Boussinesq가정에 의한 난류 또는 eddy 점성계수($\mu_t$)와 평균속도의 구배를 사용하였으며, 난류점성계수 $\mu_t$는 아래와 같이 Prandtl-Kolmogorov 관계식에 의하여 얻어진다 (Bird, 1960).

$$\mu_t=\rho C_\mu\frac{k^2}{\varepsilon} \tag{5}$$

$\mu_t$는 $k$와 $\varepsilon$값을 얻은 후에 식(5)를 이용하여 구하며,

난류점성계수 값이 정해지면 물질 또는 에너지 전달식의 확산계수는 난류에너지의 Prandtl 또는 Schmidt수를 이용하여 각각 구할 수 있다. 2차 편미분 방정식을 풀기 위한 수치 해석 및 3차원 알고리즘에 대해서는 문헌 (Patankar, 1980; 엄태인, 1993)에 잘 나타나 있다.

식(4)으로 주어지는 일반적인 2차 편미분 방정식의 해를 얻기 위해서 검사체적에 기초한 유한차분 방정식 (Finite Difference Method)을 도입하여 선형적인 이산화 방정식 (discretization equation)을 유도하였다. 이 이산화방정식의 $z$-, $r$-방향을 Line-by-Line TDMA (Tridiagonal Matrix Algorithm)에 의해 해를 구하였으며 $\theta$-방향은 시작점과 종점이 같아지므로 이에 적용할 수 있는 "Cyclic TDMA" 방식을 도입하였다.

운동방정식 ( $\phi = \bar{u}, \bar{v}, \bar{w}$)에서 야기되는 압력과 속도의 연계 문제는 SIMPLER (Semi-Implicit Methods for Pressure-linked Equation Revised) 알고리즘 (Launder, 1972)을 이용하였고, 격자점 사이에서 임의의 함수값 보정은 Power Low Scheme에 의하여 실행하였다.

### 2.2 입자의 궤적 계산

입자궤적 계산에서는 공기저항력, 중력, 원심력, 전향력을 고려하여 Lagrangian방법에 의해 입자속도 및 궤적을 추적하였다.

원통좌표계에 대한 입자궤적식은 아래와 같다.

$$\frac{du_p}{dt} = -F_D(u_p - u_g)$$
$$\frac{dv_p}{dt} = -F_D(v_p - v_g) + \frac{w_p^2}{r_p} \qquad (6)$$
$$\frac{dw_p}{dt} = -F_D(w_p - w_g) - \frac{v_p w_p}{r}$$

식(6)에서 항력계수 FD와 Reynolds 수 Re는 각각

**Table 2. Expressions for the Diffusion Coefficients $\Gamma_\phi$ and Source Terms $S_\phi$ for a General Dependent Variable $\phi$.**

| Conservation of | $\phi$ | $\Gamma_\phi$ | $S_\phi$ |
|---|---|---|---|
| Mass | 1 | 0 | 0 |
| Angular Momentum | $\bar{u}$ | $\mu_{eff}$ | $-\frac{1}{r}\frac{\partial p}{\partial \theta} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\frac{\mu_{eff}}{r}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \theta}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(\mu_{eff}\left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} - \bar{u}\right)\right) +$ $\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\frac{\mu_{eff}}{r}\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} + 2\bar{v}\right)\right) + \frac{\mu_{eff}}{r}\left(\frac{\partial \bar{u}}{\partial r} + \frac{\partial \bar{v}}{r\partial \theta} - \frac{\bar{u}}{r}\right) - \frac{\rho \bar{u}\bar{v}}{r} - \rho g\cos\theta$ |
| Radial Momentum | $\bar{u}$ | $\mu_{eff}$ | $-\frac{\partial p}{\partial r} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_{eff}\frac{\partial \bar{w}}{\partial r}\right)$ $+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(u_{eff}\frac{\partial \bar{v}}{\partial r}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\mu_{eff} r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\bar{u}}{r}\right)\right)$ $-2\frac{\mu_{eff}}{r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} + \frac{\bar{v}}{r}\right) + \rho\frac{\bar{u}^2}{r} - \rho g\sin\theta$ |
| Axial Momentum | $\bar{w}$ | $\mu_{eff}$ | $-\frac{\partial p}{\partial z} + \frac{\partial}{\partial z}\left(\mu_{eff}\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)$ $+\frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial r}\left(r\mu_{eff}\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right) + \frac{1}{r}\frac{\partial}{\partial \theta}\left(\mu_{eff}\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)$ |
| Kinetic Energy | k | $\mu_{eff}/\sigma_k$ | $G_k - \rho\varepsilon$ |
| Dissipation Rate | $\varepsilon$ | $\mu_{eff}/\sigma_k$ | $\frac{\varepsilon}{k}(C_1 G_k - C_{2\rho}\varepsilon)$ |

$$G_k = \mu_{eff}\left[2\left(\left(\frac{1}{r}\frac{\partial \bar{u}}{\partial \theta} + \frac{\bar{v}}{r}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{v}}{\partial r}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial z}\right)^2\right) + \left(\frac{1}{r}\frac{\partial \bar{v}}{\partial \theta} + r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{\bar{u}}{r}\right)\right)^2 + \left(\frac{1}{r}\frac{\partial \bar{w}}{\partial \theta} + r\frac{\partial \bar{u}}{\partial z}\right)^2 + \left(\frac{\partial \bar{w}}{\partial r} + r\frac{\partial \bar{v}}{\partial z}\right)^2\right]$$

$C_1 = 1.44$, $C_2 = 1.92$, $C_\mu = 0.09$, $\sigma_k = 1.0$, $\sigma_\varepsilon = 1.3$

식(7), (8)과 같다.

$$F_D=\frac{18\mu}{\rho_p D_p^2}\ \frac{C_D Re}{24} \tag{7}$$

$$Re=\frac{\rho D_p\,|\,\bar{u}-\bar{u}_g\,|}{\mu} \tag{8}$$

여기서 $C_D$는 항력(Drag Coefficient)으로 Morsi (1972)에 의해 제안되어진 식이 적용되었다.

입자계적식 (6)은 난류에서 계수 $F_D$와 가스 및 입자의 상대속도를 포함하고 있으므로 식(6)은 비선형항을 포함하며 접선방향의 입자궤적식은 식(9)와 같다.

$$\frac{d\overline{u_p}}{dt}=\overline{F_D}(\overline{u_g}-\overline{u_p})+\overline{F'_D}(\overline{u'_g}-\overline{u'_p}) \tag{9}$$

난류에서 시간평균을 취했을때 식(9)에 나타난 것과 같이 난류변동 상관항 $\overline{F'_D}(\overline{u'_g}-\overline{u'_p})$에 대한 모델이 필요하다. 본 연구에서는 입자의 확율추적(Stochastic Particle Tracking) 모델을 사용하여 식(9)의 난류변동 상관항을 계산하였다(Jang, 1987).

난류변동값 $u'$, $v'$, $w'$는 가우스 확율분포(Gaussian Probability Distribution)에 따라 식(10)과 같으며 이 값은 식(9)에 대입된다.

$$u'=\zeta\sqrt{\overline{u'^2}} \tag{10}$$

등방성(Isotropy)이라 가정할때 이차평균제곱근(Root Mean Square)은 식(11)과 같다.

$$\sqrt{\overline{u'^2}}=\sqrt{\overline{v'^2}}=\sqrt{\overline{w'^2}}=\sqrt{\frac{2k}{3}} \tag{11}$$

Random 수의 값은 에디의 특성체류시간(Characteristic Life Time)이 적용된다.

$$\tau=\frac{C_\mu^{3/4}}{\sqrt{2}}\ \frac{k}{\varepsilon} \tag{12}$$

여기서 $k$와 $\varepsilon$은 가스상(Gas Phase)으로부터 구해진다.

위의 식들로 부터 싸이클론 내에서 한 입자의 시간상의 흐름에 대한 공간상의 이동을 추적하였고 이는 싸이클론의 집진 메카니즘을 규명하는데 도움이 된다.

## 3. 계산 결과 및 토론

본 연구에서는 상기에 언급된 바와 같은 수치해석 방법을 이용하여 3차원 접선유입식 싸이클론 내에서의 Vortex Finder 길이와 직경, 유효분진 출구직경, 입구형상 변화 등 각각의 변수 변화에 따른 유체유동 및 입자궤적(Particle Trajectory)에 미치는 영향에 대해 수치해석하였다.

그림 1은 본 연구에 사용된 몸통경(D) 288 mm인 표준형 싸이클론의 49(I)×31(J)×31(K) 격자계(Surface Greed Generation)를 나타내었다.

본 연구에서는 싸이클론의 효율 및 내부유동의 가시화를 위해 입자의 궤적을 1~50 $\mu$m 크기의 분진이 공기와 함께 싸이클론 내로 유입되는 것을 수치해석 하였다. 입자는 일단 싸이클론 벽면에 충돌 후 포집되고 재비산되지 않는다고 가정하였다. 또한 온도는 273 °K로 하고 입구유속 7 m/s로 하였다.

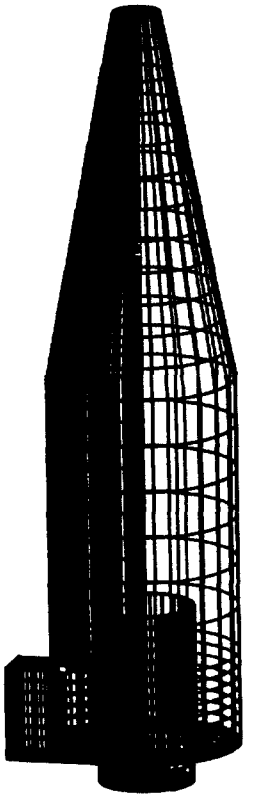
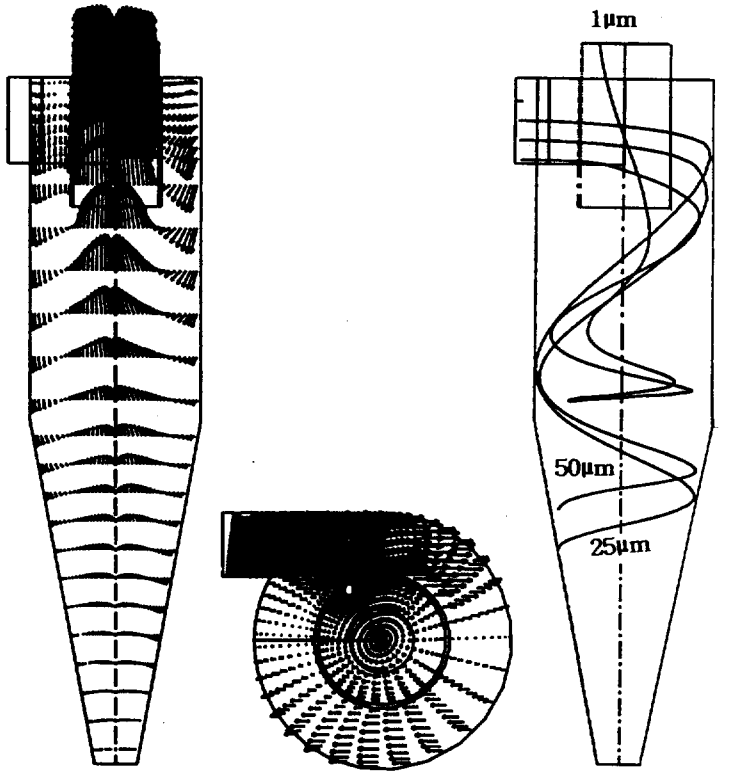


Fig. 1. 3-D. Surface Grid Generation.

그림 2는 본 연구에서 표준형(몸통경 D=288 mm, Vortex Finder직경 $D_e$=144 mm, 유효분진 출구경 $D_d$=72 mm, Vortex Finder 길이 S=180 mm)으로 사용한 접선 유입식 싸이클론에서 $\theta$-와 $z$-방향의 $u-w$속도벡터(Velocity Vector)와 입자궤적(Particle Trajectory)을 각각 나타내었다.

그림 2(a)는 정면도(Front View, I=1 & I=35) 및 평면도(Plane View, K=7)인 단면의 벡터 유동을 나타낸 것이다. 가스는 입자와 함께 입구로 유입되어 몸통부에서 원심력에 의해 측벽에서 큰 속도값을 갖고 중심으로 갈수록 다소 감소하고, 구조상 벽측 상단이 밀폐되어 가스는 하부로 하향 선회류를 형성한다. 가스는 몸통부 벽면의 마찰손실로 인해 원통부 하단에서 작은속도 값을 갖지만 원추부에서 직경의 감소로 다소 속도값이 증가된 후 집진실 선단에서 Vortex Finder쪽으로 방향이 전환되어 상향 선회류를 형성한다. 상향 선회류는 상부로 갈수록 유로가 감소되어 속도가 증가되며 Vortex Finder 말단에서 최대값을 갖는다. 또한 유입가스와 선회가스가 만나는 입구 부분에서는 강한 Eddy의 형성을 Front View의 좌측 상단에 Vortex의 형성에서 볼 수 있으며 이는 입자의 정체를 의미한다. 시간경과에 따른 정체분진의 증가는 재비산의 원인이 되므로 속도압(Velocity Pressure)의 증가로 정압(Static Pressure)이 상대적으로 작은 원추부 말단으로 유로를 분리시켜 제거 하여야 한다(Caplan, 1977).

그림 2(b)는 정면(I=1 & I=35)에서 입구 상단으로부터 입자의 직경이 각각 50, 25, 1 $\mu$m일 때 입자의 궤적을 나타낸 것이다. 입경이 50, 25 $\mu$m일 때 원추부 벽면에 포집되며 입경이 50 $\mu$m일 때 다소 짧은 체류거리에서 포집된다. 이는 동일 밀도의 분진은 입자의 직경이 클수록 질량의 증가로 원심력이 크게 작용하여 작은 입자보다 선회거리가 짧아 빨리 분리되어 Hopper로 향




Front View (I=1 & 35) (a) Velocity Vector

Plane View (K=7)

Front View (I=1 & 35) (b) Particle Trajectory

**Fig. 2. Velocity Vector and Particle Trajectory of Standard Condition.**

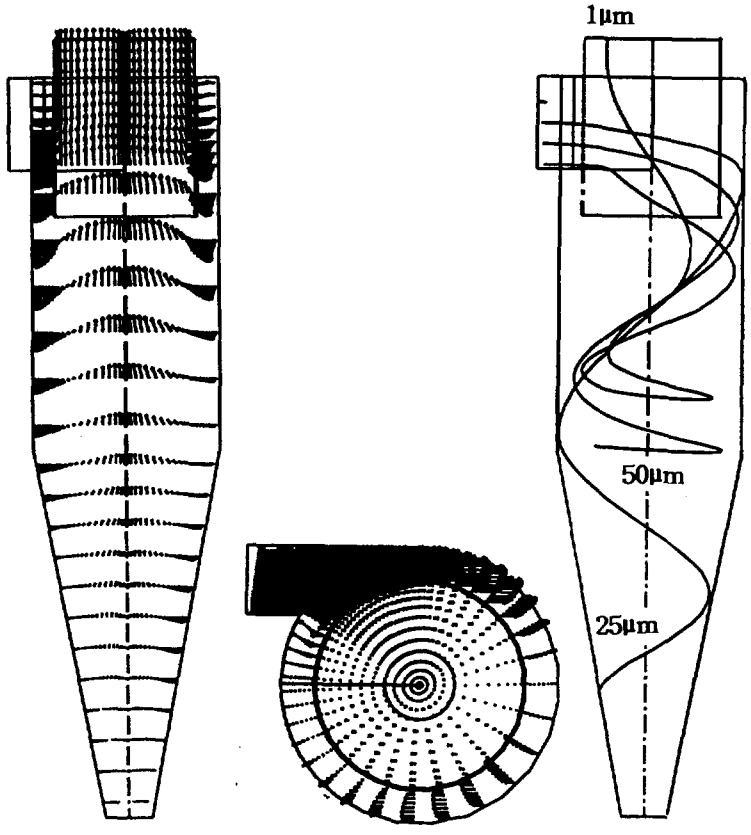
하게 된다. 직경이 1 $\mu$m인 미세분진은 집진되지 못하고 Vortex Finder로 가스와 함께 배출된다.

그림 3은 Vortex Finder의 직경을 표준형 $D_e$=144 mm에 비해 $D_e$=216 mm로 크게한 경우이다.

가스는 표준형에 비해 입구와 Vortex Finder벽과의 공간이 작아 유입가스와 하향 선회가스의 간섭으로 강한 Eddy의 발생영역이 확장된 것을 볼 수 있지만, 표준형과 같이 Vortex의 형성 (Fig. 2(a) 입구측 상단의 속도 Vector 참조)가 없어 입구 체류분진에 대한 재비산의 우려는 없다. 몸통부 선단은 Vortex Finder와의 공간이 좁아 관벽 마찰로 인한 에너지 손실로 $u-w$속도가 표준형에 비해 다소 감소하나 동일 유량 일 때 단면축소로 인한 $u$속도의 증가로 큰 차이가 없다.

주로 확산에 의해 포집되는 입경이 1 $\mu$m의 입자는 표준형에 비해 상대적으로 상향 선회류의 폭이 크므로 다소 빨리 상향 선회류를 타고 Vortex Finder로 배출된다. 입경이 50 $\mu$m인 입자는 표준형에 비해 선회 포집거리가 짧은데 이는 그림 3(a)의 Front View에서 볼 수 있듯이 표준형에 비해 하향선회류의 $u-w$속도 벡타값이 크기 때문이다. 즉, $\theta$-방향의 유입속도 (=접선속도) $u$의 증가는 동일 원주반경일 때 입자분리속도 (=각속도)에 비례하므로 분리속도가 증가하여 체류시간이 작아 이동거리가 짧아진 것이다. 원추부의 속도는 Vortex Finder 직경의 증가로 인한 배압 (Back Pressure)의 감소로 인해 방향전환에 의한 에너지 손실이 감소하나 내부 선회류 공간의 증가로 상향류와 하향류의 상대적 마찰로 인해 하향 선회류의 속도벡타 값이 다소 작다.

이는 가스의 운동량 (Momentum)감소를 의미하므로




Front View (I=1 & 35) (a) Velocity Vector

Plane View (K=7)

Front View (I=1 & 35) (b) Particle Trajectory

**Fig. 3. Computed Velocity Vector and Particle Trajectory with respect to Vortex Finder Diameter.**

입자의 직경이 25 $\mu$m인 경우 최종 포집시간이 표준형보다 다소 늦게 포집되는 것을 알 수 있다.

그림 4는 원추부 유효분진 출구경의 변화에 대한 속도벡터 및 입자궤적을 나타낸 것이다. 그림 4(a)는 표준형 ($D_d$=72 mm)과 분진 출구경을 $D_d$=108 mm로 증가 시켰을때 각각 속도벡터를 정면도 (I=1 & I=35)와 평면도 (K=25)로 보였으며 그림 4(b)는 $D_d$=108 mm 일때 입자궤적을 나타내었다.

원추부는 몸통부 내벽에 충돌 침강하는 분진을 Hopper로 이동 되도록 유도하고 또한 상부에서 제거되지 않은 미세분진을 제거한다. 속도 벡터값을 보면 표준형에 비해 분진 출구경을 증가시킨 경우가 원추부에서 하향 선회류의 속도가 작고 상향 선회류의 속도는 거의 일정한 것을 볼 수 있다.

그림 4(b)에서 입경이 50 $\mu$m인 경우 원추부 출구경이 증가함에 따라 운동량의 감소로 표준형보다 체류거리가 길다. 입자경이 25 $\mu$m일 때는 원추부 하단에서 바로 포집되지 못하고 상향 선회류를 타고 Vortex Finder 방향으로 배출되는중에 포집된다. 이는 원추부 직경의 증가로 하향 선회류의 속도가 작아져 운동량이 감소되고 원추부 말단의 정압이 표준형에 비해 상대적으로 증가하여 하향류를 따라 벽에 포집되지 못한다. 이 입자는 상향류를 타고 비산하다가 국부적으로 내류 (상향류)의 정압 증가로 비산도중 벽에 포집된다.

결과적으로 동일 입경일 경우 유효분진 출구경의 증가는 운동량의 감소로 벽에 포집되지 못하며, 본 연구에서는 확인되지 않았지만 유효 분진경이 작으면 접선속도가 너무 커서 분진입자의 원심력이 너무 커서 몸체벽에 충

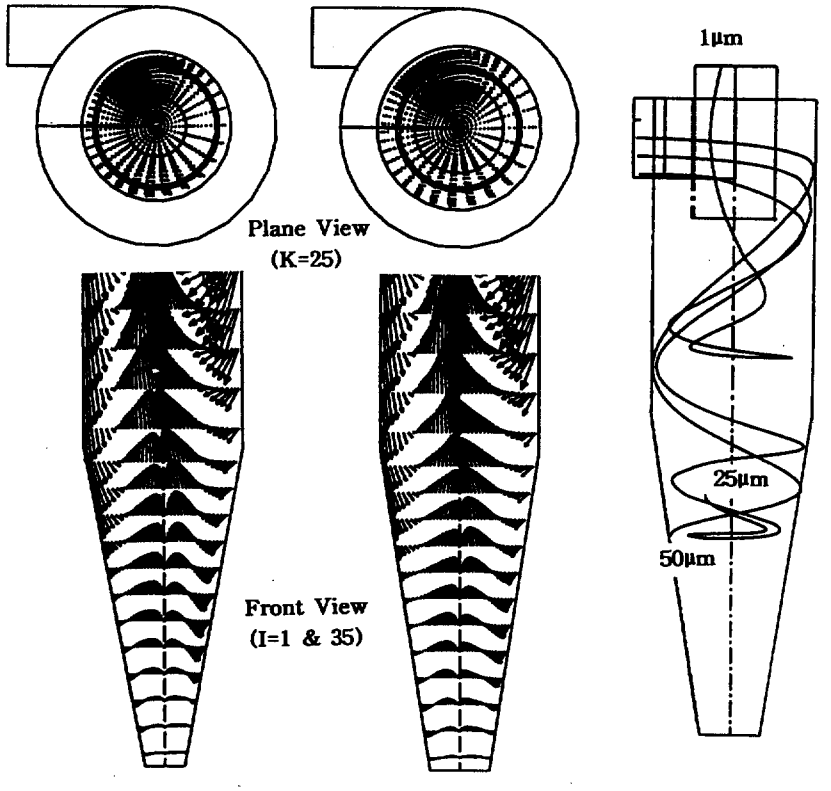



**Fig. 4. Computed Velocity Vector and Particle Trajectory with respect to dust exit diameter.**

돌한 후 내부 선회류에 실려 재비산이 된다(Caplan, 1977).

그림 5는 Vortex Finder의 길이를 표준형 S=180 mm에서 S=144 mm로 변화 시켰을때 속도벡터와 입자궤적을 나타내었다. 그림 5(a)는 Vortex Finder 선단 부분인 K=15인 위치에서 표준형과 S=144 mm일 때 각각의 평면도와 S=144 mm일 때의 정면도에 대한 속도벡터이고, 그림 5(b)는 S=144 mm일 때 입자궤적이다.

Vortex Finder의 길이가 짧아질 수록 상향 및 하향 선회류의 속도벡터가 전체적으로 감소한다.

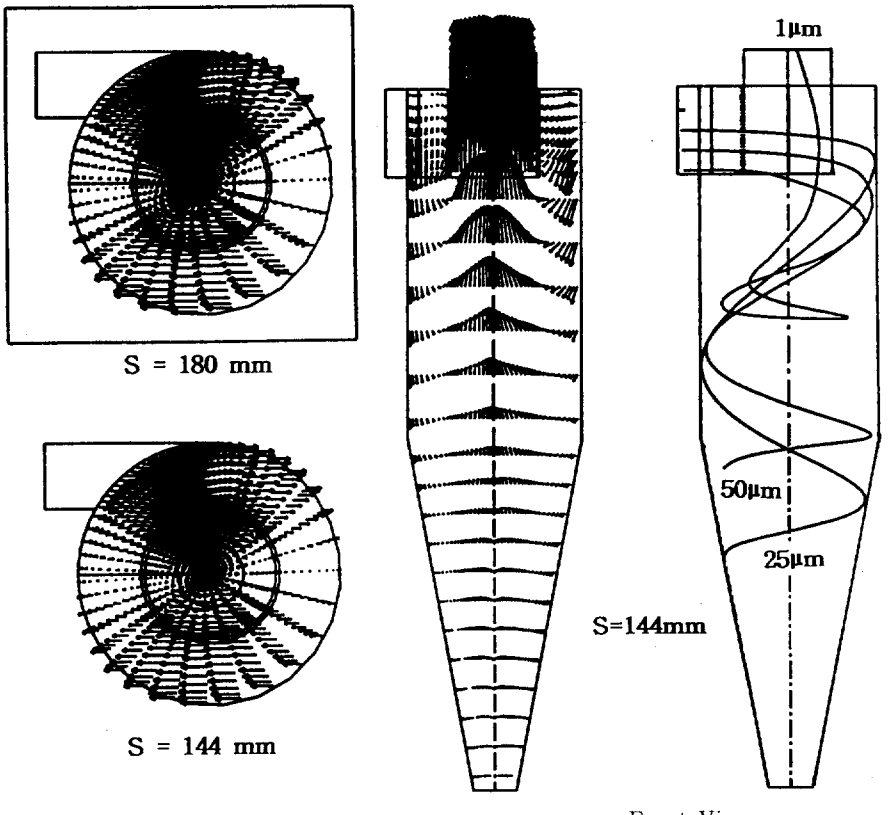
입경이 1 μm인 경우 하향 선회류가 입자를 분리 포집하기에 충분한 선회수를 갖지 못하므로 표준형에 비해 빨리 상향 선회류와 서로 혼합되어 싸이클론을 빠져 나간다.

입경이 25 μm, 50 μm인 경우는 하향 선회류를 타고 벽면에 포집되는데 표준형에 비해 짧은 선회거리를 갖는데 이는 하향선회를 속도벡터 값이 Vortex Finder의 길이 감소로 인해 국부적으로 상부에서 이미 큰 값을 갖기 때문에 상대적으로 빨리 벽면에 빨리 포집된다.

결과적으로 Vortex Finder의 길이 감소는 미세 입자 포집은 어려우나 큰 직경의 입자는 포집 선회거리가 짧아 포집이 빠르므로 처리 가스중 분진입경이 크고 함진농도가 큰가스의 전처리에 효율적이다. 또한 vortex finder의 길이가 감소되면 압력손실의 감소로 저동력으로 운전이 가능하다.

그림 6은 입구형상이 확장형(Involute)일 때 속도벡터 및 입자궤적을 나타냈다.

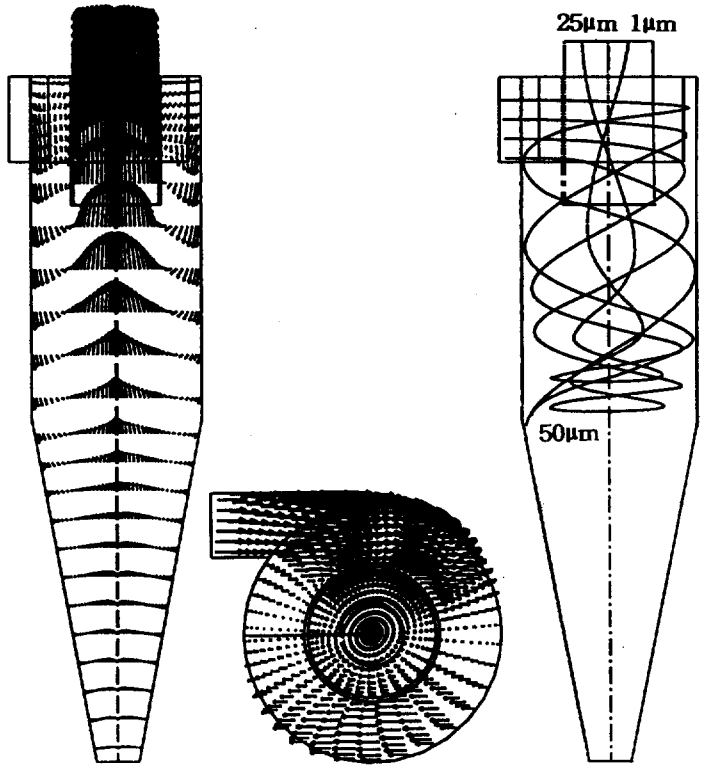
싸이클론 집진기에서 입구는 선회류 형성에 중요한 역할을 하며 압력손실 등 유체역학적 장애요인이 발생되는




Plane View
(K=25)
(a) Velocity Vector

Front View
(I=1 & 35)
(b) Particle Trajectory

**Fig. 5. Computed Velocity Vector and Particle Trajectory with respect to Vortex Finder Length.**




Front View (I=1 & 31) (a) Velocity Vector | Plane View (K=7) | Front View (I=1 & 31) (b) Particle Trajectory

**Fig. 6. Computed Velocity Vector and Particle Trajectory with respect to involute inlet type.**

부분이다. 가스의 유동은 표준형에 비해 하향 선회류는 다소 감소하고 상향 선회류 중심은 다소 증가한다. 따라서 그림 6(b)에서와 같이 입자의 직경이 50 μm인 경우는 벽면에 포집되지만 입경이 1 μm, 25 μm인 경우 상향 선회류를 따라 Vortex Finder로 빠져 나간다. 본 연구결과 포집효율이 표준형(=직상형)에 비해 감소되는데 이는 입구의 확장으로 인해 유입속도가 감소되어 유체 운동량 감소 때문이다. 하지만 그림 6(a)의 front view의 입구측(좌측 상단)에서 알 수 있듯이 직상형과는 달리 Vortex형성이 없이 하향 선회류를 이룬다. 따라서 본 연구에서는 재비산의 영향을 무시 했지만, 실제는 직상형의 입구 재비산으로 인해 확장형의 효율이 더 좋다. 또한 입구부분의 에너지 손실 감소로 인해 압력손실이 확장형이 작다(Caplan, 1977).

그림 7은 입구 선회수(Swirl Number)가 1일 때 축상유입식 싸이클론(Axial Type Inlet Cyclone)에 대한 속도벡타를 나타낸 것이다.

함진가스가 날개(Vane)의 방향에 의해 축을 따라가며 내부로 유입되어 회전운동을 하면서 기류의 방향이 변화할 때 직선운동을 하려는 입자의 관성에 의해 분진이 외벽에 포집된다. Vortex Finder가 싸이클론 몸통 내로 돌출되어 내려오는데 이는 선회류를 제거하여 상향·하향 선회류가 서로 혼합되는 것을 방지하기 위한 것이다(Beachler, 1981).

## 4. 결 론

본 연구는 싸이클론 집진기의 집진효율 향상을 목적으로 한 고효율 집진기의 설계에 앞서 3차원 접선유입식 싸이클론 집진기를 표준형으로 선정하여 Vortex Finder 출구경, 원추부 분진 출구경, Vortex Finder 길이, 입구형상 변화에 대해 싸이클론 내에서의 유체 난류

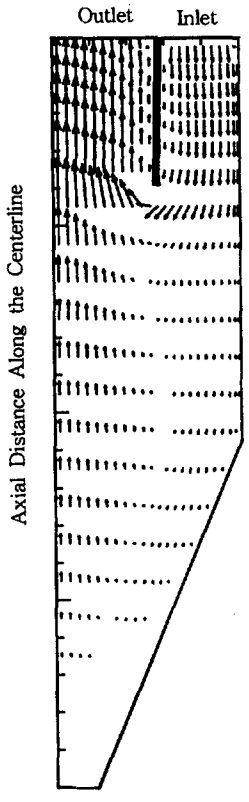



**Fig. 7. Computed Velocity Vector for Axial Type Inlet.**

유동 및 입자궤적을 수치해석 하였으며 그 결과는 다음과 같다.

1. Vortex Finder의 직경이 216 mm로 증가시킨 경우 입경이 50 $\mu$m인 경우 표준형에 비해 포집속도가 증가하나 입경이 25 $\mu$m인 경우는 감소한다.
2. 유효 분진 출구경을 108 mm로 증가하면 포집효율이 다소 감소한다.
3. Vortex Finder의 길이가 144 mm로 증가되면 미세분진은 빨리 비산되지만 25 $\mu$m 이상의 큰 입자는 다소 포집속도가 감소한다.
4. 돌출형 입구의 경우는 표준형에 비해 효율이 감소되는데 재비산이 고려되지 않았기 때문이다.

본 연구의 수치해석 결과는 이미 경험적으로 알려진 싸이클론 집진기의 설계 및 운전조건과 성능에 정성적으로 잘 일치함을 보였다.

## 감 사 문

이 논문은 1994년도 조선대학교 학술연구비의 지원을 받아 연구되었습니다.

## 참 고 문 헌

엄태인 (1993) 로타리 킬른 소각로 고도 설계를 위한 3차원 난류반응 컴퓨터 프로그램 개발, 인하 대학교 공학박사학위 논문.

Beachler, D.S. and J.A. Jahnke (1981) Course 413 Control of Particulate Emissions, U. S. Environmental Protection Agency.

Bird, R.B., Steward, W.E. and Lightfoot, E.N. (1960) Transport Phenomena, John Wiley & Sons, 89.

Caplan, K.J.(1977) Source Control by Centrifugal Force and Gravity, Air Pollution, 4, 97-148.

Clift, R., M. Chadiri and Hoffman, A.C.(1991) A Critique of Two Models for Cyclone Performance, AICHE Journal., 37(2), 285-289.

Doerschlag, C. and Miczek, G.(1977) Cyclone Dust Collector, Chemical Engineering, pp.65-72.

Gauthier, T.A., Briens, C.L., Bergougnou, M. A., and Galtier, P.(1990) Uniflow Cyclone Efficiency Study, Powder Technology, 62, 217-225.

Gupta, A.K., Lilley, D.G. and Syred, N.(1984) Swirl Flows, ABACUS PRESS, USA, 182-187.

Jang, D.S.(1987) Single and Two Phase Reacting Flow Predictions Modeling of Non Equilibrium Effects, Turbulent Particle Dispersion and Nitrogen Oxide in Pulverized Coal Combustion, Ph.D. Thesies, Louisiana State University.

Lapple, C.E.(1951) Process Use Many Collector Types, Chemical Engineering, 58(5).

Launder, B.E. and Spalding, D.B.(1972) Mathematical Methods of Turbulence, Academic Press, New York.

Morsi, S.A. and Alexander, A.J.(1972) An Investigation of Particle Trajectories in Two-Phase Flow Systems, J. Fluid Mech.,

55, 193-208.

Patankar, S.V.(1980) Numerical Heat Transfer and Fluid Flow, Hemisphere Publishing Corporation.

Zhou, L.X. and Soo, S.L.(1990) Gas-Solid Flow and Collection of Solids in a Cyclone Separator, Powder Technology, 63, 45-53.